



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.



Göttingen,
Druck der Dieterichschen Univ.-Buchdruckerei.
W. Fr. Kästner.

$$\sum_{r=1}^g \sum_{\varrho=1}^s \int_{z_0}^{z_r^{(\varrho-1)}} \frac{\eta^{\varrho-1} \mathfrak{D}(z) dz}{\left\{1 - \left(\frac{z}{a}\right)^\sigma\right\} \chi(z)^{\frac{n}{\sigma s}}}$$

$$= \text{konst.} - \frac{a \mathfrak{D}(a)}{\sigma \chi(a)^{\frac{n}{\sigma s}}} \cdot \sum_{r=1}^{r=\sigma s} \eta^{r-1} \log(y - \eta^{r-1}) \quad (22),$$

wo $\eta = e^{\frac{2\pi i}{\sigma s}}$ ist. Wenn wir beachten, dass $\sum_{r=1}^{r=\sigma s} \eta^{r-1} = 0$ ist, kann die Formel (22) auch so geschrieben werden:

$$\sum_{r=1}^g \sum_{\varrho=1}^s \int_{z_0}^{z_r^{(\varrho-1)}} \frac{\eta^{\varrho-1} \mathfrak{D}(z) dz}{\left\{1 - \left(\frac{z}{a}\right)^\sigma\right\} \chi(z)^{\frac{n}{\sigma s}}} = \text{konst.}$$

$$- \frac{a \mathfrak{D}(a)}{\sigma \chi(a)^{\frac{n}{\sigma s}}} \cdot \sum_{r=1}^{r=\sigma s} \eta^{r-1} \log[\chi(a)^{\frac{n}{\sigma s}} \lambda(a) - \eta^{r-1} \varphi(a)] \quad (23)$$

wo die in $\lambda(a)$ und $\varphi(a)$ enthaltenen Parameter $\alpha_0, \alpha_1, \dots, \alpha_\mu, \beta_0, \beta_1, \beta_\nu$ als Functionen der oberen Grenzen der Integrale vermittelt der Systeme (12) und der Gleichung (8) auszudrücken sind.

Die Systeme (12) bis (12^{s-1}) enthalten nun h Gleichungen und $\mu + \nu + 1 = p$ Parameter

$$\sum_{r=1}^g \sum_{\varrho=1}^s \int_{z_0}^{z_r^{(\varrho-1)}} \frac{\eta^{\varrho-1} \mathfrak{D}(z) dz}{\chi(z)^{\frac{n}{\sigma s}}} \\ = \text{konst.} + \frac{s \cdot b_r}{(\sigma s - 1) a_m^n} \cdot \left\{ \frac{\alpha_\mu}{\beta_\nu} \right\}^{\sigma s - 1} \quad (30),$$

wo die rechte Seite auch eine algebraische Funktion von den oberen Grenzen der Integrale ist.

IV. Fall:

$$a = \infty \text{ und } \begin{cases} h = (\mu\sigma + 1)s + \nu + \tau - \mu \\ = (\mu\sigma + 1)s = mn + \nu\sigma s \end{cases} \quad (31).$$

Wir setzen

$$y = a_m^{\frac{n}{\sigma s}} \cdot \frac{\beta_\nu}{\alpha_\mu} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (32)$$

und erhalten für

$$a = \infty \lim \frac{a \mathfrak{D}(a) \Theta(a)}{F(a)} = - \frac{b_r}{a_m^{\frac{n}{\sigma s}}} \cdot \frac{dy}{y^{\sigma s} - 1},$$

also aus der Differentialgleichung (20) folgendes Integral:

ihr bisher gab, also: $\text{C}_6\text{H}_5\text{N} \begin{smallmatrix} \text{CO} \cdot \text{C}_2\text{H}_4 \cdot \text{CO} \\ \text{CO} \cdot \text{C}_2\text{H}_4 \cdot \text{CO} \end{smallmatrix} \text{NC}_6\text{H}_5$.

Ich will diese Verbindung Disuccinanil nennen. Die zweite neue, wohl polymere Verbindung krystallisirt ebenfalls in farblosen Nadeln zeigt aber einen unveränderlichen Schmelzpunkt bei 128° . Diese Verbindung zerlegt sich mit Kalilauge gekocht ebenfalls in Anilin und Kaliumsuccinat. Die

Formel derselben ist wohl $\text{C}_6\text{H}_5\text{N} \begin{smallmatrix} \text{CO} \\ \text{C}_2\text{H}_4 \\ \text{CO} \end{smallmatrix}$. Diese

Verbindung soll Succinanil genannt werden.

Succinanil sowohl wie Disuccinanil gaben mit Bariumhydroxyd gekocht das Bariumsalz der Succinanilsäure welches in Nadeln krystallisirt und folgende Zusammensetzung zeigt: $(\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{O}_3\text{N})\text{Ba} \cdot 3\text{H}_2\text{O}$. Die in farblosen Nadeln krystallisirende Säure aus diesem Salz schmilzt bei 148° .

Das Succinanil ist vielleicht die von Mureton (Ann. Chem. 162, 166 Anmk.) beobachtete Verbindung.

Man hat also folgende Succinanilide zu unterscheiden:

I. $\text{C}_6\text{H}_5\text{N} \begin{smallmatrix} \text{CO} \cdot \text{C}_2\text{H}_4 \cdot \text{CO} \\ \text{CO} \cdot \text{C}_2\text{H}_4 \cdot \text{CO} \end{smallmatrix} \text{NC}_6\text{H}_5$ (Schmelzpunkt 156° Disuccinanil.

II. $\text{C}_6\text{H}_5\text{N} \begin{smallmatrix} \text{CO} \\ \text{C}_2\text{H}_4 \\ \text{CO} \end{smallmatrix}$ (Schmp. 128°) Succinanil.

III. $\text{C}_6\text{H}_5\text{N} \begin{smallmatrix} \text{H} \\ \text{CO} \\ \text{C}_2\text{H}_4 \end{smallmatrix}$ (Schmp. 227°) Succinanilid.

$\text{C}_6\text{H}_5\text{N} \begin{smallmatrix} \text{CO} \\ \text{H} \end{smallmatrix}$.

II. Der Mittelpunkt desselben liege auf der horizontalen z Axe, daher seitlich von der leitenden Kugel.

III. Der Mittelpunkt des Magnets liege auf der x Axe, vor der leitenden Kugel.

IV. Der Mittelpunkt des Magnets falle mit dem Mittelpunkt der leitenden Kugel zusammen, ein Fall, welcher durch einen die Kugel umschließenden Magnetring realisirt werden könnte.

Es mögen ferner folgende Bezeichnungen eingeführt werden:

a sei der Halbmesser der Kugel.

v das Volumen derselben.

d der Abstand der Magnetpole vom Mittelpunkt der Kugel im I., II. und IV. Fall.

d_1 und d_2 die ungleichen Abstände des Nord- und Südpoles im III. Fall.

α sei der Winkel, welchen der nach dem Nordpol des schwingenden Magnets in der Ruhelage hinführende Kugel-Radius mit der x Axe einschließt.

Ferner werde zur Abkürzung gesetzt:
im ersten Falle:

$$I_m^n = \sin^m \alpha \left\{ \mathfrak{P}_m^n (\cos \alpha) + \mathfrak{P}_m^n (-\cos \alpha) \right\}$$

im zweiten Falle:

$$\Sigma_m^n = \sin^m \alpha \left\{ \mathfrak{P}_m^n (\cos \alpha) + \mathfrak{P}_m^n (-\cos \alpha) \right\} \sin \frac{m\pi}{2}$$

$$I_m^n = \sin^m \alpha \left\{ \mathfrak{P}_m^n (\cos \alpha) + \mathfrak{P}_m^n (-\cos \alpha) \right\} \cos \frac{m\pi}{2}$$

Unter diesen Voraussetzungen ergeben sich für die im Vorhergehenden besprochenen Größen P und Q die Werthe.

Dritter Fall

$$P = \frac{3}{4} \frac{A^2}{\lambda} M^2 v$$

$$\left\{ \frac{1}{30} a^2 \left(\frac{1}{d_1^3} + \frac{1}{d_2^3} \right)^2 + \frac{2}{35} a^4 \left(\frac{1}{d_1^4} + \frac{1}{d_2^4} \right)^2 \right. \\ \left. + \frac{1}{14} a^6 \left(\frac{1}{d_1^5} + \frac{1}{d_2^5} \right)^2 + \dots \right\}$$

$$Q = \frac{3}{4} \pi \frac{A^4}{\lambda^2} M^2 v \cdot a^2$$

$$\left\{ \frac{4}{315} a^2 \left(\frac{1}{d_1^3} + \frac{1}{d_2^3} \right)^2 + \frac{16}{1575} a^4 \left(\frac{1}{d_1^4} + \frac{1}{d_2^4} \right)^2 \right. \\ \left. + \frac{4}{539} a^6 \left(\frac{1}{d_1^5} + \frac{1}{d_2^5} \right)^2 + \dots \right\}$$

Vierter Fall

$$P = \frac{3}{2} \frac{A^2}{\lambda} M^2 v \frac{a^2}{d^6}$$

$$\left\{ \frac{1 \cdot 1}{3 \cdot 5} + \frac{3 \cdot 3}{7 \cdot 9} \frac{a^4}{d^4} + \frac{5 \cdot 5}{11 \cdot 13} \frac{a^6}{d^6} + \dots \right\}$$

$$Q = 12 \pi \frac{A^4}{\lambda^2} M^2 v \frac{a^4}{d^6}$$

$$\left\{ \frac{1 \cdot 1}{3 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7} + \frac{3 \cdot 3}{7 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11} \frac{a^4}{d^4} \right. \\ \left. + \frac{5 \cdot 5}{11 \cdot 11 \cdot 13 \cdot 15} \frac{a^6}{d^6} + \dots \right\}$$

$$3) \quad \varphi_g = -\frac{1}{2} d_g \left(a'_g \frac{\partial}{\partial a_g} (d_g^2 \cdot) + b'_g \frac{\partial}{\partial b_g} (d_g^2 \cdot) \right. \\ \left. + c'_g \frac{\partial}{\partial c_g} (d_g^2 \cdot) + d'_g \frac{\partial}{\partial d_g} (d_g^2 \cdot) \right)$$

a_g, b_g, c_g sind dann die Coordinaten des Mittelpunktes g , a'_g, b'_g, c'_g die Componenten der Geschwindigkeit in diesem Punkte. $\varphi_g \left(\frac{1}{r_g} \right)$ fällt also mit der Function φ_g zusammen. Wir schreiben auch kürzer

$$3') \quad \varphi_g = -\frac{1}{2} d_g \sum^e e'_g \frac{\partial}{\partial e_g} (d_g^2 \cdot),$$

wo e die a, b, c, d bedeuten soll. Ebenso sondern wir zwischen

$$\varphi_g^0 = -\frac{1}{2} d_g \cdot d'_g \frac{\partial}{\partial d_g} (d_g^2 \cdot)$$

und

$$\varphi_g^1 = -\frac{1}{2} d_g \left(a'_g \frac{\partial}{\partial a_g} (d_g^2 \cdot) + b'_g \frac{\partial}{\partial b_g} (d_g^2 \cdot) + c'_g \frac{\partial}{\partial c_g} (d_g^2 \cdot) \right),$$

so daß $\varphi_g = \varphi_g^0 + \varphi_g^1$.

Die Bedeutung der zusammengesetzten Operation $\varphi_g \varphi_k$ oder $\varphi_k \varphi_g$ ist hieraus klar. Der Deutlichkeit wegen schreiben wir doch ein beliebiges Glied auf, zum Beispiel

An der Oberfläche von S_g ist nun, indem wir kürzer

$$8) \quad \psi_{kg} = \varphi_k + \varphi_{kg}$$

setzen, $\frac{\partial \psi_{kg}}{\partial r_g}$ gleich Null; ebenso ist $\frac{\partial \varphi_{kg}}{\partial r_g}$ Null,

weil die Glieder der fünften Ordnung außer Betracht gelassen werden dürfen. Es wird so-

mit für $r_g = d_g$, $\frac{\partial \varphi}{\partial r_g}$ gleich $\frac{\partial \varphi_g}{\partial r_g}$, das heißt,

es wird auf der Oberfläche einer beliebigen Kugel S_g das System die Radialgeschwindigkeit

$$9) \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r_g} = d'_g + s'_g \cos(s'_g, r_g).$$

Die Bedingungen an den Oberflächen sind somit auch erfüllt, und φ wird mit der angegebenen Annäherung die gesuchte Geschwindigkeits-Function ausdrücken.

II. Die lebendige Kraft in der Flüssigkeit.

7. Die lebendige Kraft in der Flüssigkeit ist durch

$$1) \quad T = \frac{q}{2} \int \Delta \varphi^2 \cdot dV$$

bestimmt. Es bedeutet hier

$$\Delta \varphi^2 = \frac{\partial \varphi^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \varphi^2}{\partial y^2} + \frac{\partial \varphi^2}{\partial z^2},$$

$$T_{kg}^{(g)} = - \frac{q}{2} \int \varphi_g \frac{\partial \varphi}{\partial r_g} \partial S_g,$$

$$\mathfrak{T}_{kg}^{(g)} = - \frac{q}{2} \int \psi_{kg} \frac{\partial \varphi}{\partial r_g} \partial S_g,$$

$$T_{ih}^{(g)} = - \frac{q}{2} \int \varphi_{ih} \frac{\partial \varphi}{\partial r_g} \partial S_g,$$

wo h von g verschieden ist.

Der Werth von φ_g auf der Oberfläche der Kugeln S_g ist

$$- d_g d'_g - \frac{1}{2} d_g s'_g \cos(s'_g, r_g).$$

Weil nun der Werth von $\frac{\partial \varphi}{\partial r_g}$ an derselben Oberfläche gleich

$$d'_g + s'_g \cos(s'_g, r_g)$$

ist, kommt

$$2) \quad T_g^{(g)} = 2\pi q d_g^3 (d_g'^2 + \frac{1}{2} s_g'^2)$$

oder kürzer, indem man

$$\lambda_a = 1, \lambda_b = 1, \lambda_c = 1, \lambda_d = 6$$

setzt

$$2') \quad T_g^{(g)} = \frac{1}{8} \pi q d_g^3 \cdot \sum^e \lambda_e e_g'^2.$$

Der Werth von ψ_{kg} auf der Oberfläche von S_g ist ferner

$$\mathfrak{E}_{kg}^{(g)} = -2\pi q (d_g^2 d'_g \cdot \varphi_k \frac{1}{r_{kg}} + \frac{1}{2} d_g^3 (a'_g \frac{\partial}{\partial a_g} \varphi_k \frac{1}{r_{kg}} + b'_g \frac{\partial}{\partial b_g} \varphi_k \frac{1}{r_{kg}} + c'_g \frac{\partial}{\partial c_g} \varphi_k \frac{1}{r_{kg}}));$$

dass heißt, man hat kurz,

$$3) \quad \mathfrak{E}_{kg}^{(g)} = 2\pi q \varphi_g \varphi_k \frac{1}{r_{kg}}.$$

Schließlich ist

$$4) \quad T_{ih}^{(g)} = -\pi q \frac{d_i^2 d'_i \cdot d_h^3 \cdot d_g^2 d'_g}{r_{ih}^2 r_{hg}^2} \cos(ih, hg),$$

indem die Glieder fünfter Ordnung außer Betracht gelassen werden.

Man findet hieraus den Werth von $T^{(g)}$ und späterhin denjenigen von T

$$5) \quad T = 2\pi q \sum_g^3 d_g^2 (d'_g + \frac{1}{6} s'_g{}^2) + 2\pi q \sum_g^g \sum_k^k \varphi_g \varphi_k \frac{1}{r_{kg}} - \pi q \sum_{i,h,g} \frac{d_i^2 d'_i \cdot d_h^3 \cdot d_g^2 d'_g}{r_{ih}^2 \cdot r_{hg}^2} \cdot \cos(ih, hg);$$

und in dieser Gleichung dürfen g, k, i, h die Werthe 1, 2, 3, ... m erhalten; ferner darf $k \geq g$ und $i \geq h \geq g$.

Es seien die Variationen der vier Geschwindigkeiten a'_g, b'_g, c'_g, d'_g

$$\delta a'_g, \delta b'_g, \delta c'_g, \delta d'_g.$$

Man findet somit

$$\begin{aligned} \delta \int_0^T T dt &= \int_0^T dt \left(\left(\frac{\partial T}{\partial a_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial a'_g} \right) \delta a_g \right. \\ 2) \quad &+ \left(\frac{\partial T}{\partial b_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial b'_g} \right) \delta b_g \\ &+ \left(\frac{\partial T}{\partial c_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial c'_g} \right) \delta c_g \\ &\left. + \left(\frac{\partial T}{\partial d_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial d'_g} \right) \delta d_g \right) \end{aligned}$$

oder kürzer ausgedrückt

$$2') \quad \delta \int_0^T T dt = \sum \int_0^T dt \left(\frac{\partial T}{\partial e_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial e'_g} \right) \delta e_g.$$

10. Bevor wir einen neuen Werth des variirten Wirkungsintegral bestimmen, wollen wir einige Untersuchungen über die Verrückungen in der Flüssigkeit anstellen.

Wir unterscheiden den festen geometrischen Punkt x, y, z von dem dort befindlichen Punkte, den die Lage eines Flüssigkeitstheilchen m angiebt, welches in Folge der Variationen von a_g, b_g, c_g, d_g selbst eine Verrückung erleidet. Es wird hierdurch in dem Zeitmomente t, x, y, z in

$$\delta x = \frac{u_a^g}{a'_g} \delta a_g + \frac{u_b^g}{b'_g} \delta b_g + \frac{u_c^g}{c'_g} \delta c_g + \frac{u_d^g}{d'_g} \delta d_g$$

u. s. w. Die Bedeutung von u_a^g , u_b^g , u_c^g , u_d^g und ebenso von v_a^g , v_b^g , w_c^g , w_d^g ist aus dem Obigen klar.

Betrachten wir wieder ein einzelnes Glied, zum Beispiel das erste. Es ist hier u_a^g die partielle Derivirte in Beziehung auf x von einer Function φ_a^g , eine Theilfunction von φ , die mit a'_g proportional ist; ähnlich mit den u_b^g , u_c^g , u_d^g ; φ selbst ist aber eine lineare und homogene Function von den a'_i , b'_i , c'_i , d'_i , $i = 1, 2, 3, \dots, m$. Die Verrückung parallel der X Axe im Punkte x, y, z , das heißt δx , ist somit die partielle Derivirte nach x von einer Function φ^g , die aus φ hervorgeht, indem man die Geschwindigkeiten a'_g , b'_g , c'_g , d'_g mit den Verrückungen δa_g , δb_g , δc_g , δd_g vertauscht und den übrigen Geschwindigkeiten a'_k , b'_k , c'_k , d'_k ($k \leq g$) zugleich den Werth Null giebt. Die im Zeitmomente t stattfindenden Verrückungen sind also mit den Wegen zu vergleichen, welche die Flüssigkeitstheilchen in dem Zeitelemente dt beschreiben würden, wenn in demselben der Mittelpunkt der Kugel S_g eine Strecke $\delta \sigma_g$ zurücklegte, deren Projektionen auf die drei Axen δa_g , δb_g , δc_g wären, und wenn ihr Radius darunter mit δd_g vergrößert würde; alle die

aber nicht mehr zu jeder Zeit in dem Zeitintervalle von 0 bis τ .

12. Kehren wir jetzt zu unserem Wirkungsintegral zurück, und führen wir statt T seinen Werth

$$3) \quad T = \frac{q}{2} \int (u^2 + v^2 + w^2) dV$$

ein, u, v, w sind die Componenten der Geschwindigkeit im Flüssigkeitspunkte x, y, z , und bemerken wir zugleich, daß

$$\delta u = \frac{d\delta x}{dt}, \delta v = \frac{d\delta y}{dt}, \delta w = \frac{d\delta z}{dt}.$$

Man hat sodann, indem wir ferner den Weg des Herrn Boltzmann einschlagen werden, Borchardt Journal Band 73 Pag. 127:

$$4) \quad S \int_0^\tau T dt = q \int_0^\tau dt \int (u \frac{d\delta x}{dt} + v \frac{d\delta y}{dt} + w \frac{d\delta z}{dt}) dV.$$

Führt man eine partielle Integration in Beziehung auf t aus, und beachtet dabei, daß u, v, w sowohl explicit t enthält als implicit vermittelt x, y, z , und daß endlich

$$\begin{aligned} -\frac{1}{q} \frac{\partial (p-P)}{\partial x} &= \frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial u}{\partial y} v + \frac{\partial u}{\partial z} w + \frac{\partial u}{\partial t}, \\ -\frac{1}{q} \frac{\partial (p-P)}{\partial y} &= \frac{\partial v}{\partial x} u + \frac{\partial v}{\partial y} v + \frac{\partial v}{\partial z} w + \frac{\partial v}{\partial t}, \\ -\frac{1}{q} \frac{\partial (p-P)}{\partial z} &= \frac{\partial w}{\partial x} u + \frac{\partial w}{\partial y} v + \frac{\partial w}{\partial z} w + \frac{\partial w}{\partial t}, \end{aligned}$$

$$-\int_0^{\tau} dt \int (p-P) \cdot \delta\sigma \cos(\delta\sigma, n) dS.$$

Auch hier ist das Flächenintegral über alle Kugelflächen, die unendliche mitinbegriffen, auszu-
dehnen. In unendlicher Ferne wird aber $p-P$ ver-
schwinden, und man sieht hieraus, ähnlich wie
früher, daß dieses Grenzintegral zugleich her-
ausfallen muß. Die Theilintegrale, welche je-
der der von S_g verschiedenen Kugeln S_k ent-
sprechen, werden ebenso Null, weil hier $\delta\sigma \cos(\delta\sigma, n)$
den Werth Null hat. Es bleibt somit dasjenige
Integral allein zurück, welches S_g zugehört,
und in dieses setzten wir jetzt den Werth von
 $\delta\sigma \cos(\delta\sigma, n)$ auf der Oberfläche ein.

Aus diesem allen geht nun hervor, daß das
variirte Wirkungsintegral auch den folgenden
neuen Werth bekommt:

$$5) \delta \int_0^{\tau} T ds = - \int_0^{\tau} dt \int (p-P) (\delta a_g \cos(r_g, x) \\ + \delta b_g \cos(r_g, y) + \delta c_g \cos(r_g, z) + \delta d_g) dS_g$$

13. Die Vergleichung der zwei Werthe des
variirten Integrals giebt somit folgende Bezie-
hungen zwischen dem Drucke p auf der Ober-
fläche von S_g und der lebendigen Kraft T in
der Flüssigkeit

$$-\int (p-P) \cos(r_g, x) dS_g = \frac{\partial T}{\partial a_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial a'_g},$$

$$6) -\int (p-P) \cos(r_g, y) dS_g = \frac{\partial T}{\partial b_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial b'_g},$$

$$-\int (p-P) \cos(r_g, z) dS_g = \frac{\partial T}{\partial c_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial c'_g},$$

$$\begin{aligned}
 M_g a_g'' &= X_g - \int p \cos(r_g, x) dS_g, \\
 (1) \quad M_g b_g'' &= Y_g - \int p \cos(r_g, y) dS_g, \\
 M_g c_g'' &= Z_g - \int p \cos(r_g, z) dS_g
 \end{aligned}$$

und

$$(1') \quad N_g d_g'' = U_g - \int p dS_g.$$

oder auch, indem man die Werthe der Integralen einsetzt:

$$\begin{aligned}
 M_g a_g'' &= X_g + \frac{\partial T}{\partial a_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial a_g'}, \\
 (2) \quad M_g b_g'' &= Y_g + \frac{\partial T}{\partial b_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial b_g'}, \\
 M_g c_g'' &= Z_g + \frac{\partial T}{\partial c_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial c_g'},
 \end{aligned}$$

und

$$(2') \quad N_g d_g'' = U_g + \frac{\partial T}{\partial d_g} - \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial d_g'} - 4\pi d_g^2 \cdot P.$$

15. Gehen wir von der einfacheren Form von T aus, indem wir voraussetzen, daß die Verhältnisse zwischen den Radialgeschwindigkeiten und den entsprechen-

den Radian $\frac{d'_i}{d_i}$ klein seien; berücksichtigen

wir weiter die Bedeutung der Operation φ_g , so findet man

$$(5') \quad \frac{\partial T}{\partial d_g} = 4\pi q \frac{\partial}{\partial d_g} \sum_g \varphi_g \varphi_k \frac{1}{r_{kg}} + 6\pi q d_g^2 (d'_g{}^2 + \frac{1}{2} s'_g{}^2)$$

Formeln, die wir in der folgenden einzigen vereinigen könnten:

$$(6) \quad \frac{\partial T}{\partial e_g} = 4\pi q \frac{\partial}{\partial e_g} \sum_g \varphi_g \varphi_k \frac{1}{r_{kg}} + \frac{1}{2} \pi q \frac{\partial}{\partial e_g} (d_g^3 \sum \lambda_e e'_g{}^2).$$

Diese Werthe dürfen dann in die obigen Bewegungsgleichungen eingesetzt werden.

16. Schreiben wir

$$(7) \quad \begin{aligned} M_g &= \frac{4}{3} \pi q_g d_g^3, & m_g &= \frac{4}{3} \pi q d_g^3, \\ \mathfrak{M}_g &= M_g + \frac{1}{2} m_g, \end{aligned}$$

wo also m_g die weggedrängte Masse der Flüssigkeit bezeichnet, setzen wir ferner

$$(8) \quad \Omega_g = \frac{d}{dt} (2\pi q d_g^3 \sum_g \varphi_k \frac{1}{r_{kg}}) + 4\pi q \sum_g \varphi_g \varphi_k \frac{1}{r_{kg}},$$

so hat man die drei Gleichungen für die fortschreitende Bewegung in der folgenden einfachen Form:

$$(9) \quad \begin{aligned} \frac{d}{dt} (\mathfrak{M}_g a'_g) &= \frac{\partial \Omega_g}{\partial a_g} + X_g, \\ \frac{d}{dt} (\mathfrak{M}_g b'_g) &= \frac{\partial \Omega_g}{\partial b_g} + Y_g, \\ \frac{d}{dt} (\mathfrak{M}_g c'_g) &= \frac{\partial \Omega_g}{\partial c_g} + Z_g. \end{aligned}$$

dem man x, y, z mit den a_i, b_i, c_i vertauscht, und sonst i die Werthe $1, 2, 3 \dots m$ beilegt. Dasselbe ist offenbar mit W der Fall.

22. Denkt man sich einen Augenblick nach dem Vorigen den Gränzdruck P gleich Null, folglich auch W , bestimmt man so das ganze S_0 wie oben, (die \bar{d} constant), und setzt man sowohl $S_1 = 0$ als $S_2 = 0$, so würde man ein an sich selbst überlassenes System von Kugeln haben, die einmal in Schwingungen und Bewegungen begriffen auch ferner Dilations- und Contractionsschwingungen ausführen könnten, worunter sie als von Kräften getrieben zugleich fortgesetzte neue translatorische Bewegungen ausführen müßten.

Das verallgemeinerte den obigen Differentialgleichungen $D^2 = 0$ genügende Potential, in welchem erst die Größen a_i, b_i, c_i, d_i und a'_i, b'_i, c'_i, d'_i als von einander unabhängig betrachtet werden müssen, ist jetzt durch $T + S_0$ oder

$$(23) \quad T = \frac{1}{2} \sum^i \eta_i (d_i - \bar{d}_i)^2$$

gegeben. Eine beliebige der vier auf S_g wirkenden Componenten ist dann

$$(24) \quad \frac{\partial (T + S_0)}{\partial c_g} = \frac{d}{dt} \frac{\partial (T + S_0)}{\partial e'_g}.$$

Würde man noch die lebendige Kraft T in den Kugeln selbst miteinführen, und als Theil des verallgemeinerten Potentials ansehen, so würde man für das jetzt besprochene System

Kugeln elastisch sind, nicht merkbar stören werden.

Die Componenten der elastischen Kräfte können jetzt so ausgedrückt werden. Normal gegen die Flächen des Körperelements hat man indem θ die Dilatation bedeutet:

$$X_x = \lambda \theta + 2\mu \frac{\partial^2 F}{\partial x^2},$$

$$Y_y = \lambda \theta + 2\mu \frac{\partial^2 F}{\partial y^2},$$

$$Z_z = \lambda \theta + 2\mu \frac{\partial^2 F}{\partial z^2},$$

tangential dagegen

$$Y_z = Z_y = 2\mu \frac{\partial^2 F}{\partial y \partial z},$$

$$Z_x = X_z = 2\mu \frac{\partial^2 F}{\partial z \partial x},$$

$$X_y = Y_x = 2\mu \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}.$$

Für die Oberfläche einer von einer Flüssigkeit umgebenen Kugel S , das heißt jetzt für $r = \bar{a}$, hat man weiter, wenn der Mittelpunkt der Anfangspunkt der Coordinaten ist:

$$x X_x + y X_y + z X_z = p x,$$

$$x Y_x + y Y_y + z Y_z = p y,$$

$$x Z_x + y Z_y + z Z_z = p z.$$

$$r^2 \left(\frac{\partial \Phi^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \Phi^2}{\partial y^2} + \frac{\partial \Phi^2}{\partial z^2} \right) - \left(x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + y \frac{\partial \Phi}{\partial y} + z \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 = 0.$$

Geht man nun zu den Polarcoordinaten über, indem man

$$x = r \sin \varphi \cos \psi,$$

$$y = r \sin \varphi \sin \psi,$$

$$z = r \cos \varphi$$

setzt, so wird — was man auch mehr unmittelbar sieht

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \Phi^2}{\partial y^2} + \frac{\partial \Phi^2}{\partial z^2} &= \frac{\partial \Phi^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \Phi^2}{\partial \varphi^2} \\ &\quad + \frac{1}{r^2 \sin^2 \varphi} \frac{\partial \Phi^2}{\partial \psi^2}, \end{aligned}$$

$$x \frac{\partial \Phi}{\partial x} + y \frac{\partial \Phi}{\partial y} + z \frac{\partial \Phi}{\partial z} = r \frac{\partial \Phi}{\partial r}$$

u. s. w. Dadurch erhält man, indem man die Einsetzung bewerkstelliget, die folgenden Resultate: Wenn

$$(1) \quad \Phi = r \frac{\partial F}{\partial r} - F,$$

so ist für die Oberfläche der Kugel S

der Oberfläche einer inneren concentrischen Kugel mit dem Radius r , mit F_0 , θ_0 , Φ_0 . Man hat dann erst, weil für $r = \bar{d}$,

$$\delta - \bar{d} = \frac{\partial F}{\partial r},$$

daß

$$(5) \quad d - \bar{d} = \frac{F_0}{\partial r}.$$

Für $r = \bar{d}$ war die Funktion Φ — die hier mit Φ_0 zusammenfällt — nur eine Function der Zeit; es muß mithin für die genannte Oberfläche auch F_0 nur von d und der Zeit abhängen. Da nun d selbst nur von t abhängt, so ist es erlaubt die Funktion F_0 so zu wählen, daß für $r = \bar{d}$

$$(6) \quad F = -\varepsilon (d - \bar{d}).$$

Diese partikuläre Wahl entspricht einem gewissen Anfangszustand, wenn nur daraus ein Werth von F hervorgehen könne, der immer nur kleine Verrückungen bestimmen wird.

Die partielle Differentialgleichung, welcher F genügen darf:

$$(7) \quad \frac{\partial^2 F}{\partial t^2} = \Omega^2 \theta = \Omega^2 \Delta^2 F,$$

geht, wenn man die Polarcoordinaten einführt und nachher über eine Kugelfläche integrirt, deren Radius r ist, in die folgende über

$$(8) \quad \frac{\partial^2 F_0}{\partial t^2} = \Omega^2 \left(\frac{\partial^2 F_0}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial F_0}{\partial r} \right).$$

Cosinus-Gesetz eintreten würde, in dem Augenblicke als der Druck der Flüssigkeit auf der Oberfläche aufhören möchte.

Da weiter

$$(11) \quad -\int p \partial S_g = N_g d_g'' - U_g,$$

so sieht man, daß auch

$$(12) \quad N_g = 4\pi \bar{q}_g \bar{d}_g^2 \epsilon, \quad U_g = -16\pi \bar{n} \bar{d}_g (d_g - \bar{d}_g).$$

Früher hat man aber für U_g den Werth $-\eta_g (d_g - \bar{d}_g)$ benutzt, und man erkennt so dann, daß die früheren Betrachtungen über die in den elastischen Kugeln innewohnenden Kräften, welche ihre Pulsationen bedingen, nicht mit den Ergebnissen der Elasticitätslehre in Widerstreit steht; nur müssen die Anfangszustände gehörig gewählt und die Schwingungen selbst longitudinal sein.

und nähert sich bei wachsendem x_1 dem Grenzwert

$$A\mu\omega \frac{2a}{r_0}$$

Ist

$$x_1 = a + l, \quad x_0 = a - l$$

d. h. liegt der Nordpol μ in der Mitte zwischen den beiden Ableitungsstellen, so ergibt sich für die elektromotorische Kraft:

$$A\mu\omega \left\{ \frac{2l}{r} - \frac{2a+l}{s_1} + \frac{2a-l}{s_0} \right\}$$

dieselbe erreicht ein Maximum wenn

$$\frac{2}{r^3} = \frac{1}{s_1^3} + \frac{1}{s_0^3}.$$

Einer ganz analogen Untersuchung lassen sich diejenigen Versuche unterwerfen, bei welchen die elektromotorische Kraft inducirt wird in einer Kreisscheibe, welche um die durch ihren Mittelpunkt senkrecht hindurchgehende Axe des Magnets in Rotation versetzt wird.

Wenn wir die Bezeichnungen des Vorhergehenden beibehalten, so ergibt sich für die inducirte elektromotorische Kraft der Ausdruck:

$$A\mu\omega \left\{ \frac{x-a}{r_1} - \frac{x+a}{s_1} - \frac{x-a}{r_0} + \frac{x+a}{s_0} \right\}$$

wobei nur zu bemerken ist, daß in dem vorliegenden Fall den beiden Ableitungsstellen A und

- Verein für die deutsche Nordpolarfahrt in Bremen. III. 1876.
- Lipschitz, Généralisation de la théorie du rayon osculateur d'une surface. 1876.
- X. Bericht der naturf. Gesellsch. zu Bamberg. Für 1871—74. 1875.
- Verhandlgn. des Vereins für naturwiss. Unterhaltung zu Hamburg. 1875. Bd. II.
- Zum 4. Mai 1876 kleine Bausteine zu einem Denkmale. Freiburg i. B. 1876.
- Sveriges geologiska Undersökning. Törnebohm, geognost. beskrifning öfver Persbergets grufvesält. 4. Gumaelius, beskr. till kartbladet Nora. Linnarsson, beskr. till kartbladet Latorp. Stolpe, beskr. till kartbladet Riseberga. Gumaelius, om malmågrens. Aldresföljd. Hummel, om Sveriges lagrade urberg. Stockholm 1875.
- Bickell und Benfey, Kalilag und Damnak. Alte Syrische Uebersetzung des Indischen Fürstenspiegels. Text und deutsche Uebersetzung von Bickell, Einleitung von Benfey. Leipzig 1876.
- Abhandlungen der k. Akademie der. Wiss. zu Berlin. Jahrg. 1875. Berlin 1876.
- Jahreshefte des naturwiss. Vereins für Lüneburg. VI. 1872—73. Lüneb. 1876.
- Czasomiar. Napisal Ksiadz Jan Guszkievicz. Krakau 1876.
- Nederlandsch kruidkundig Archief. Ser. 2. Deel II. St. 2. Nijmegen 1876.

(Fortsetzung folgt.)

An derselben Stelle erscheint *ri* in diesem Worte auch Rv. I. 171,3 und IV. 57,2 = TS. I. 1. 14. 3.

Weiter dann in dem Participialthema *mṛīlayānt* (8 in 11) Rv. I. 107,1 = VS. VIII. 4 = TS. I. 4. 22

â'dityâso bhavatâ mṛīlayāntah

— — — — | v v — — | v — — |.

Beiläufig bemerke ich, daß den unregelmäßigen Accent im Ptcp. auch die VS. hat; die TS. dagegen den regelmäßigen *mṛīdayāntah*.

(8 in 12) Rv. I. 136,1^b, wo *mṛīlayādbhiām* zu lesen:

havyām matīm bharatâ mṛīlayādbhyām

— — v — | v v — — | v — v — |.

Rv. I. 94,14

sômâhuto jârâse mṛīlayāttamah

— v — — | v v — — | v — v — |.

I. 114,9 bhadrâ' hí te sumatír mṛīlayāttamâ

— — v — | v v — — | v — v — |.

Endlich *mṛīlayâ'kus* in Rv. II. 33,7 wo *ri* in der achten Silbe eines elfsilbigen Stollens erscheint; statt *kvà'sya* ist *kú asya* zu lesen und statt *rudra*, wie so oft, *rudara*:

kú asya te Rudara mṛīlayâ'kus

v — v — | v v v — | v — — |.

2. In folgenden Stellen ist die Quantität des Vocals durch das Metrum nicht so unzweifelhaft festgestellt; doch ist

a., in den zunächst hervorzuhebenden die Länge höchst wahrscheinlich, nämlich:

α., in den Stellen, wo der Vocal *ri* in der zweiten Silbe eines Stollens erscheint: denn in dieser wird bekanntlich selbst eine entschieden kurze Silbe oft gedehnt (vgl. 'Die Quantitätsverschiedenheiten in den Samhitâ- und Pada-Texten u. s. w.' Abhandl. I. in 'Abhandlungen

darüber in den Beiträgen zur Veden-Metrik, Abhandl. I), auch Rv. VIII. 4,14.

§. 13.

Daß çri^0 vom Verbum çru fast nur als kurze Silbe erscheint, bedarf keiner Bemerkung; doch vgl. man z. B. VIII. 17,2 wo es die siebente Silbe eines achtsilbigen Stollens bildet. Auch im Coniunctiv çriṇávat ist es fast nur kurz, z. B. wo es die fünfte oder sechste Silbe eines elf- oder zwölfsilbigen Stollens, speciell die erste eines Jonicus a minore ($\dot{v} v - -$), wie Rv. III. 43,4, oder die zweite eines Choriambes ($- \dot{v} v -$) wie I. 145,3 bildet. Dennoch hat es die Geltung einer langen, wo es als die achte Silbe eines zwölfsilbigen Stollens vorkömmt, Rv. VIII. 33,9 = Sv. II. 8. 2. 15. 3 = Ath. XX. 53,3:

yádi stótur maghávâ çriṇávad dháram

$v - - - | v v - - | v - v - |$;

eben so in demselben Hymnus des Rv. Vers 13.

§. 14.

Auch in dem Worte prítanâ hat Rv. VIII. 70(59).1 = Sv. I. 3. 2. 4. 1 = Ath. XX. 92,16 = 105,4 die erste Silbe die Geltung einer Länge, da sie die achte Silbe eines elfsilbigen Stollens bildet: riçvâsâm ist riçvâsaâm zu lesen:

riçvâsaâm tarutâ' prítanânâm

$- \acute{v} - | v v - - | v - -$.

Daß auch in Rv. III. 24,1 = VS. IX. 37, wo pri^0 in prítanâ die sechste Silbe eines achtsilbigen Stollens bildet, ihm die Geltung einer Länge zuzusprechen sei, wage ich nicht zu behaupten. Denn der Schluß der Gâyatrî-Stollen ist in den Veden noch sehr verschiedenartig und der hier speciell in

A'gne sahasra prítanâ

$- - v - \backslash v v v -$

Aussprache, durch den Stollenschluß geschützt, in der Samhitâ bewahrt ist; zwei zeigen sich in dem Worte *dhartári* für späteres *dhartṛi* (Nom. sing. des Ntr. »das Tragende = Träger«) Rv. II. 23,17

druhó hantâ' mahá ritásya dhartári

v — — — | v v v — | v — v — |

und Rv. IX. 86,42

nárâ ca çáśam daiviám ca dhartári

v — v — | — ' v — | v — v — |, vgl. Afr.

Ludwig's Uebersetzung des Rigveda II. S. 492.

Das dritte Beispiel bietet *vidhartári* Rv. IX. 47,4

svayám kavír vidhartári

v — v — | v — v — |.

§. 20.

Von den Fällen, in denen das Metrum gebietet, die Silbe, in welcher *ri* erscheint, zweisilbig zu sprechen, habe ich im 'Orient und Occident' a. a. O. III. 33 nur einen angeführt *nṛítamo* Rv. I. 77,4 und leider ist er ein solcher, bei welchem man zweifelhaft sein kann, ob hier Zweisilbigkeit anzunehmen sei. Der Stollen ist elfsilbig und lautet in der Samhitâ

sá no nṛiṇâ'm nṛítamo riçâ'dâ.

Es ist aber keinem Zweifel zu unterwerfen, daß die Genetivendung *nâm*, gleichwie *sâm* (*shâm*), alte Genetive der Pronomina *na* und *sa* (für ursprüngliches *naâm*, *saâm*), überaus häufig zweisilbig zu sprechen sind (gleichwie z. B. das Nominalthema *bhâ's* für ursprüngliches *bhâ'-as*), so daß man eben so gut

sá no nṛiṇaâm nṛítamo riçâ'dâ

v — v v | — v v — | v — — |

wie

Rv. VI. 3,7 in der Samhitâ:

vṛishâ rukshâ óshadhîshu nûnot.

Es ist nach der Anukr. ein elfsilbiger Stollen, aber um ihn zu erhalten, müssen wir lesen

varishâ rukshâ óshadhîshu nûnot

v v — — | v — v — | v — — |.

Natürlich ist ri, wie überhaupt, so auch in diesem Thema unendlich häufiger einsilbig z. B. gleich I. 36,10; 54,2; 100,4 u. s. w.

Rv. I. 61,10 = Ath. XX. 35,10 lautet in der Samhitâ:

ví vṛicçad vājrena vṛitrām I'ndrah.

Es ist ein elfsilbiger Stollen, welcher seine regelmäßige Gestalt erhält, wenn wir *varitrām* lesen (vgl. zend. *verethra* in *verethrajan* = skr. *vritrahán*):

ví vṛicçad vājrena varitrām I'ndrah

v — — — | — v v — | v — — |.

Rv. I. 100,6 in der Samhitâ:

asmâ'kebhîr nṛībhis sū'rya sanat.

Die beiden letzten Wörter, welche *sū'ria sanat* zu lesen sind, zeigen durch den Schluß *v — v —*, daß der Stollen ein zwölfsilbiger ist, welcher, wie überaus oft, mit elfsilbigen verbunden ist. Um ihn jedoch zu erlangen ist *nṛībhis* dreisilbig zu lesen (vgl. zend. *nerebyaç-ca*), also

asmâ'kebhîr narībhis sū'ria sanat

— — — — | v v — — | v — v — |.

Rv. X. 30,13 ebenfalls ein zwölfsilbiger Stollen zwischen elfsilbigen, in der Samhitâ:

prāti yád â'po ádṛiçram âyatî'r

aber zu lesen:

prāti yád â'po ádarîçram âyatî'r

v v v — | — v v — | v — v — |.

Vgl. zend. *dareç*.

(vgl. auch Pân. VII. 1,171); hier könnte übrigens auch die Länge bewahrt werden.

das kurze *ri*, dessen Aussprache mit *ri* fast identisch ist.

Allein eben so gut konnte auch der Vocal nach dem *r* in der Aussprache *ari* — das schwache *i* — eingebüßt werden. Dann folgte der Consonant, vor welchem der schwache Vokal einst eingetreten war, dem *r* unmittelbar, so daß der dem *r* vorhergehende, wenn auch schwache Vocal durch Position beschwert ward und demgemäß den Werth einer Länge erhalten konnte. In den Beispielen *carshaṇīdhṛit* Rv. IV. 17,20 (S. 422 u. s. w.), statt *carshaṇīdharit* war also etwa *carshaṇīdhart* u. s. w. gesprochen und dadurch die Geltung einer Länge für dieses und analoge *ri* herbeigeführt.

Universität.

Se. Majestät der König haben Allergnädigst geruht, den bisherigen ordentlichen Professor an der Universität zu Rostock, Dr. Emil Ponfick, zum ordentlichen Professor in der medicinischen Facultät der Universität Göttingen zu ernennen.

Veränderungen im Personalbestande der akademischen Behörden.

1. Prorektorat. Für das Jahr vom 1. September 1876 bis dahin 1877 ist der Professor Dr. theol. Ritschl als Prorektor erwählt und bestätigt.

2. Verwaltungsausschuß. Ausgeschieden sind am 1. März 1876 der Professor Dr. Wachsmuth

Differentialgleichung zweiter Ordnung abhängt. Man hat hierbei die folgenden Gleichungen:

$$1) \left\{ \begin{array}{l} \sqrt{E} = \frac{1+t}{2\sqrt{t}}, \quad \sqrt{G} = \frac{1-t}{2\sqrt{t}}, \\ \frac{\sqrt{E}}{r'} = \frac{1}{g} \frac{1-t}{2\sqrt{t}}, \quad \frac{\sqrt{G}}{r''} = \frac{1}{g} \frac{1+t}{2\sqrt{t}}, \end{array} \right.$$

wo t durch die partielle Differentialgleichung:

$$2) \quad \frac{d^2 \log \sqrt{t}}{du^2} + \frac{d^2 \log \sqrt{t}}{dv^2} = \frac{1}{(2g)^2} \frac{1-t^2}{t}.$$

zu bestimmen ist.

Die Gleichungen 1) und 2) gelten natürlich für alle Flächen von constantem positivem Krümmungsmaaß. Setzt man $\sqrt{t} = \tan \frac{\theta}{2}$, so nehmen die Gleichungen 1) und 2) folgende Formen an:

$$3) \quad \sqrt{E} = \frac{1}{\sin \theta}, \quad \sqrt{G} = \frac{\cos \theta}{\sin \theta}, \quad \frac{\sqrt{E}}{r'} = \frac{\cos \theta}{g \sin \theta}$$

$$\frac{\sqrt{G}}{r''} = \frac{1}{g \sin \theta}.$$

$$4) \quad \frac{d}{du} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{d\theta}{du} \right) + \frac{d}{dv} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{d\theta}{dv} \right) = \frac{\cos \theta}{g \sin^3 \theta}$$

Die Gleichungen 3) geben durch leicht Rechnung:

$$19) \left\{ \begin{aligned} \left(\frac{d\psi}{dv} \right)^2 &= \frac{C^2 - A^2 + B^2}{g^2} \sin^4 \tau, \\ \left(\frac{d\psi}{dv_1} \right)^2 \left[A \frac{e^{2v_1} + e^{-2v_1}}{2} + B \frac{e^{2v_1} - e^{-2v_1}}{2} - C - 1 \right] &= \\ &= \frac{C^2 - A^2 + B^2}{\left[A \frac{e^{2v_1} + e^{-2v_1}}{2} + B \frac{e^{2v_1} - e^{-2v_1}}{2} - C \right]^2}. \end{aligned} \right.$$

Für x , y und z finden dann die Gleichungen statt:

$$20) \left\{ \begin{aligned} x \sin \psi - y \cos \psi &= 0, \\ x \cos \psi + y \sin \psi &= - \frac{2 \sin \tau}{[e^{u_1+v_1} - e^{-u_1-v_1}] \frac{d\psi}{dv}}, \\ z \sqrt{C^2 - A^2 + B^2} &= \\ \int \left[A \frac{e^{2u_1} + e^{-2u_1}}{2} - B \frac{e^{2u_1} - e^{-2u_1}}{2} - C \right] du & \\ + g^2 \frac{e^{u_1+v_1} + e^{-u_1-v_1}}{e^{u_1+v_1} - e^{-u_1-v_1}} \cdot \frac{du_1}{du}. & \end{aligned} \right.$$

Setzt man $B = 0$, so ist $C^2 > A^2$ zu nehmen. Die Krümmungslinie für welche v variirt liegt auf einer Kugelfläche, deren Mittelpunkt in der Axe der z enthalten ist. Für die Kugelfläche, welche durch den Punct (x, y, z) geht, sei R der Radius, ferner β die Distanz des Mittelpuncts vom Anfangspuncte der Coordinaten.

$$e \sin (\varphi + \lambda) = \pm i,$$

wo das Zeichen von i rechts beliebig ist. Man nehme das untere Zeichen, also:

$$e \sin (\varphi + \lambda) = -i.$$

Setzt man nun weiter, mittels der vorstehenden Gleichung:

$$e \cos (\varphi + \lambda) = -\sqrt{1+e^2},$$

so ist:

$$e \sin \varphi = -i \cos \lambda + \sqrt{1+e^2} \sin \lambda.$$

Diesen Werth von $e \sin \varphi = q$ setze man in die Gleichung β) und $\mu = \cot \lambda$. Dann folgt:

$$\begin{aligned} \omega &= i F(\cot \lambda) \cos \lambda - \sin \lambda F(\cot \lambda) \sqrt{1+e^2} \\ &+ a\left(\frac{\pi}{2} - \lambda\right) - i \int \cos \lambda F'(\cot \lambda) d \cot \lambda. \end{aligned}$$

Durch partielle Integration des letzten Integrals läßt sich der Werth von ω schreiben:

$$\begin{aligned} \omega &= a \frac{\pi}{2} - a \lambda - i \int \sin \lambda F'(\cot \lambda) d \lambda \\ &- \sin \lambda F(\cot \lambda) \sqrt{1+e^2}. \end{aligned}$$

Setzt man weiter $a = ki$ und

$$-k - \sin \lambda F(\cot \lambda) = \psi(\lambda),$$

folgt:

Am 26. August feierte der Geheime Hofrath Wilhelm Weber das fünfzigjährige Jubelfest seiner Doctorpromotion; doch hatte der Jubilar einer allgemeinen akademischen Feier sich durch eine Reise entzogen.

Zufolge hohen Rescripts vom 17/20. Juli hat der Herr Minister der geistlichen, Unterrichts- und Medicinal-Angelegenheiten für die ständigen wissenschaftlichen Beamten der königlichen Universitäts-Bibliothek die Amtsbezeichnung als Custoden eingeführt, wobei jedoch dem ordentlichen Professor Dr. Wüstenfeld und dem Rath Dr. Stromeyer der Charakter als Bibliothekar und bezw. Unterbibliothekar verbleibt, wie auch der Herr Minister für künftig die Ertheilung dieser Titel an die ersten beiden Custoden sich vorbehalten hat.

Gleichzeitig hat der Herr Minister eine neue Instruction für die Custoden und Hülfсарbeiter der Bibliothek erlassen und bestimmt, daß sie sofort in Kraft trete.





Stanford University Library
Stanford, California

**In order that others may use this book,
please return it as soon as possible, but
not later than the date due.**

